

Общероссийский математический портал

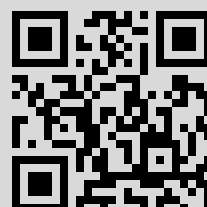
В. М. Гордиенко, Ю. Я. Путивский, *Квант. электрон.*, 1994, том 21, номер 3, 284–290

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 79.165.250.2

24 апреля 2015 г., 00:35:21



Ветровой когерентный доплеровский ТЕА СО₂-лидар

В.М.Гордиенко, Ю.Я.Путивский

Описан ветровой когерентный доплеровский лидар, построенный на базе одночастотного ТЕА СО₂-лазера с инъекцией внешнего сигнала. В рамках требований, предъявляемых к излучателям доплеровских ТЕА СО₂-лидаров, оптимизированы состав рабочей смеси и длительность токового импульса накачки с целью получения минимальной ширины спектра генерируемого излучения при заданной выходной энергии. С использованием модели, учитывающей реальные временные и спектральные характеристики зондирующего лазерного импульса, измерены профили скорости ветра на горизонтальной и вертикальной трассах до 10 км.

Введение

Основная цель разработки и создания лидаров для дистанционного зондирования ветровых потоков – осуществление климатических наблюдений [1] и повышение безопасности полетов самолетов в условиях возмущенной атмосферы [2]. Значительную часть необходимых для решения этих задач исходных данных получают при измерениях профиля скорости ветра и изучении динамики волновых процессов в нижних слоях атмосферы. Такие явления в атмосфере, как сдвиг ветра, струйные течения, турбулентность, «спутный след», могут быть оперативно исследованы оптическими методами с использованием лазерных источников, которые позволяют получать количественную информацию об этих явлениях с высоким пространственным и временным разрешением.

Существуют два основных типа лидаров для дистанционного зондирования ветровых потоков в атмосфере – корреляционный (временноразмерный) [3] и доплеровский [4, 5]. Ветровые доплеровские лидары (ВДЛ) в настоящее время доказали свою высокую эффективность и перспективность как устройства, которые способны давать достоверную информацию о скоростях потоков в диапазоне 1–20 м/с на расстояниях в десятки километров с использованием станций наземного [6], воздушного [7] и космического базирования [8].

СО₂-ВДЛ непрерывного типа с радиусом действия 1–3 км подробно описаны в отечественной и зарубежной литературе [9, 10]. В последние годы ведутся интенсивные исследования по разработке и созданию дальнедействующих ВДЛ на основе одночастотных ТЕА СО₂- [11–13] и YAG-лазеров [14], позволяющих получать информацию на расстояниях 10–30 км. Современный уровень технологических разработок позволяет считать, по крайней мере на ближайшие годы, технику десятимикронного диапазона базовой при создании ВДЛ. Такие когерентные доплеровские СО₂-системы обеспечивают точность

измерения скорости ветровых потоков ~1 м/с и пространственное разрешение ~500 м, обладают большой помехоустойчивостью, имеют высокое (по сравнению с техникой прямого детектирования [15]) отношение сигнал-шум даже при значительном уровне фонового излучения.

В настоящей работе изложены результаты исследований, проведенных в МГУ и направленных на создание ВДЛ на базе одночастотного ТЕА СО₂-лазера инжекционного типа, системы когерентного приема и обработки информации для зондирования ветровых потоков в нижних слоях атмосферы на расстояниях до 15 км.

1. Принципы построения ВДЛ

Лидарное уравнение, связывающее отношение сигнал/шум ζ с параметрами зондирующего излучения и атмосферы, позволяет оценить требуемую энергию зондирующего импульса для достижения необходимой дальности зондирования [6]:

$$\zeta = \frac{\eta c E \beta(\pi) \exp(-2\sigma L)}{h\nu \Delta\nu L^2 [1 + (\pi R^2/\lambda L)^2 (L/f - 1)^2] [1 + (2R/r)^2]}. \quad (1)$$

Здесь η – квантовая эффективность приемника; c – скорость света; E – энергия генерации; $\beta(\pi)$ – коэффициент обратного рассеяния; σ – коэффициент экстинкции; $h\nu$ – энергия кванта; $\Delta\nu$ – ширина полосы приемного тракта; L – дальность зондирования; R , f – радиус и фокусное расстояние приемопередающего телескопа; λ – длина волны; r_c – радиус когерентности, обусловленный турбулентностью атмосферы.

Точность измерения скорости ветра при импульсном зондировании определяется следующим соотношением [8]:

$$\delta v = \frac{\lambda}{4\pi} \left(\frac{f}{T} \right)^{1/2} \left[\pi^{3/2} w + \frac{8\pi^2 w^2}{\zeta} + \frac{\pi}{3\zeta^2} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где λ – длина волны; f – частота Найквиста; T – время усреднения; $w = (V_{Ny})^{-1} (V_{bw}^2 + V_{atm}^2)^{1/2}$; $V_{Ny} = f\lambda/2$ – максимальная регистрируемая скорость, ограниченная частотой Найквиста f ; $V_{bw} = \lambda/2\pi t$ – неопределенность в

Международный лазерный центр Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию 22 июля 1993 г.

измерении скорости, обусловленная конечной длительностью импульса генерации; t – длительность импульса; $V_{\text{atm}} = 0.4$ м/с – стандартная ошибка скорости в измеряемом объеме, обусловленная турбулентностью атмосферы и сдвигами ветра. Для импульсов со свипированием частоты $V_{\text{bw}} = \lambda \delta v / 2$, где δv – ширина спектра зондирующего импульса. Заметим, что ошибка в скорости зависит как от ширины спектра зондирующего сигнала (V_{bw}), так и от отношения сигнал-шум. Поэтому в тех задачах, где определяется скорость ветра, для уменьшения ошибки измерения скорости до величины V_{atm} необходимо повышать SNR за счет повышения энергетики, даже если при этом растет ширина спектра зондирующего излучения. В других задачах, например при измерении параметров турбулентности атмосферы, определяющую роль играет ширина спектра зондирующего сигнала. В этом случае необходимо стремиться к формированию спектрально-ограниченного импульса соответствующей длительности.

Таким образом, для нахождения скорости ветра на расстоянии до 15 км с точностью 1 м/с при стандартных атмосферных условиях ($\beta(\pi) = 10^{-7}$ (м·ср) $^{-1}$, $\sigma = 0.2$ км $^{-1}$) требуется энергия генерации ~ 0.5 Дж при ширине спектра не более 0.5 МГц и длительности генерируемого импульса $\sim 2 - 3$ мкс.

2. Одночастотный ТЕА СО₂-лазер

В ТЕА СО₂-лазерах, работающих при атмосферном давлении, ширина контура усиления отдельного колебательно-вращательного перехода существенно больше частотного межмодового интервала. Импульс генерации такого лазера имеет пиковую структуру из-за частичной синхронизации продольных мод, ширина линии генерации составляет ~ 0.03 см $^{-1}$. Если не принять специальных мер, модовый состав в генерируемом импульсе может существенно меняться: для импульса излучения он формируется из спонтанных шумов в активной среде и зависит от коэффициента усиления.

Селекция одной продольной моды и соответственно реализация одночастотного режима генерации могут быть осуществлены с помощью связанных резонаторов [16, 17] при использовании схемы гибридного лазера, содержащего кювету с активной смесью низкого давления [18], или схемы с инжекцией внешнего сигнала [19]. С точки зрения создания ВДЛ с когерентным способом обработки информации инжекционная схема получения одночастотного режима генерации имеет ряд преимуществ, главным образом из-за возможности получения генерации с выходной энергией более 1 Дж и устойчивости работы такой системы в импульсно-периодическом режиме. Процесс возбуждения моды резонатора внешним сигналом определяется уровнем и временной динамикой отстройки частоты моды резонатора от частоты инжектируемого сигнала, что в свою очередь связано с динамикой изменения параметров резонатора и активной среды.

ТЕА СО₂-лазеры с автоматической УФ предыонизацией зарекомендовали себя как простые и надежные источники лазерного излучения джоульного уровня энергии. Однако генерация спектрально-ограниченного импульса в одночастотном режиме генерации в ТЕА СО₂-лазерах ограничивается эффектом свипирования частоты генерации.

Последний обусловлен различными физическими процессами, протекающими в активной среде лазера, зависящими от его конкретной конструкции и влияющими на изменение частоты генерации через изменение показателя преломления $\Delta v = v \delta n / n$ [18, 21, 22].

3. Основные причины свипирования частоты генерации в ТЕА СО₂-лазерах

Из детального анализа следуют три основные причины свипирования частоты: наличие электронов разряда, резонансная поляризуемость молекул СО₂ и акустическое расширение газа в активной среде в результате теплового разогрева [20–22].

В работах [23, 24] экспериментально и теоретически исследовалось влияние электронов разряда на показатель преломления активной среды. Интерферометрические методы выявили полную корреляцию изменения показателя преломления с током разряда. Изменение показателя преломления можно оценить по формуле [20]

$$\delta n_e = - \frac{e^2 N_e}{2\pi m_e v_e^2}, \quad (3)$$

где e , m_e – заряд и масса электрона; N_e – концентрация электронов в активной среде.

После окончания разряда основным механизмом рекомбинации становится диссоциативная рекомбинация, т. е. $\partial N_e / \partial t = -\alpha N_e^2$ ($N(t) = [\alpha t + 1/N_e(0)]^{-1}$). Здесь $\alpha = 10^{-6}$ см³/с – константа рекомбинации [25, 26]. Тогда в предположении однородности разряда по поперечному сечению изменение частоты генерации имеет вид

$$\delta v_e(t) = - \frac{l}{L} \frac{\alpha e^2 N_e^2(0) t}{2\pi m_e v_e [\alpha N_e(0) t_0 + 1][\alpha N_e(0) t_0 + \alpha N_e(0) t + 1]}, \quad (4)$$

где t_0 – время между окончанием импульса тока и началом генерации. Из формулы (4) видно, что основное влияние на частоту генерации электроны разряда оказывают в начале генерации, на фронте импульса, поэтому одним из способов минимизации этого эффекта является увеличение задержки между импульсом тока и началом генерации путем уменьшения добротности резонатора и выбора состава смеси. Другой способ – это создание ТЕА СО₂-модулей с малым временем импульса тока вследствие уменьшения общей индуктивности разрядного контура.

При значительном изменении населенностей энергетических уровней на фронте импульса заметный вклад в изменение частоты δv_p , связанное со вкладом δn_p вносит резонансная поляризуемость молекул СО₂. Используя формулы теории дисперсии, можно приближенно представить δv_p в виде [21]

$$\delta v_p = \frac{c \delta \chi}{2\pi} \frac{l}{L} \left(\frac{v_e - v_{j_0}}{\delta} + \sum_{j \neq j_0} \frac{n_j}{n_{j_0}} \frac{\delta}{v_e - v_j} \right), \quad (5)$$

где v_j и n_j – частота и инверсия на j -м колебательно-вращательном переходе; δ – полуширина линии; $\delta \chi$ – изменение погонного коэффициента усиления в процессе генерации на переходе j_0 .

В работах [20, 27] теоретически показана возможность влияния резонансной поляризуемости на изменение частоты генерации, а в работе [28] приведены экспе-

риментальные результаты, свидетельствующие о значимости этого эффекта. Хорошо известно, что при составе смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 2:3:5$ TEA CO_2 -лазер генерирует импульс со вторым более длительным пиком на хвосте. Следует отметить, что именно этот случай оказывается оптимальным для проявления переколебаний в поведении частоты генерации, обусловленных резонансной поляризуемостью [29, 30].

Для различных конструкций TEA CO_2 -лазеров, а также методов получения одночастотной генерации вклад перечисленных механизмов в изменение частоты будет различным. Однако в любом случае необходимо стремиться к уменьшению длительности разрядного тока, чтобы к началу генерации изменение плотности электронов было несущественным. Наиболее значительным по модулю оказывается влияние разогрева активной среды током разряда [21]:

$$\delta v_d = \frac{Q_d v_e (\gamma - 1) (n_0 - 1) c_s^2 t^2}{\gamma p \sqrt{\pi H L (x_0^2 + r_0^2)^{3/2}}}, \quad (6)$$

где Q_d – энергия, затраченная при протекании тока разряда на возбуждение тепловых степеней свободы (время отсчитывается от момента зажигания разряда); n_0 – начальная плотность среды; γ – отношение теплоемкостей; c_s – скорость звука; p – давление; L – длина резонатора; H – высота разряда; x_0 – ширина разряда; r_0 – радиус пучка генерируемого излучения.

Изменение частоты происходит по квадратичному закону и обратно пропорционально четвертой степени характерного размера разряда. По этой причине увеличение области однородного разряда эффективно уменьшает влияние акустических эффектов на свипирование частоты. К уменьшению изменения частоты приводит также рост длины резонатора L , поскольку уменьшается множитель $1/L$ и увеличивается поперечный размер генерируемой моды r_0 .

Точный расчет свипирования частоты генерации требует решения самосогласованной задачи, включающей в себя распространение излучения лазера в резонаторе, в среде, имеющей неоднородное распределение плотности по поперечному сечению из-за акустического расширения газа, которое в свою очередь зависит не только от распределения энерговклада, но и от структуры самого генерируемого излучения [31].

Изменение частоты во многом зависит от различных факторов (уровень накачки, состав рабочей смеси, давление, условия разряда, энергия генерации и многие дру-

гие), поэтому при создании одночастотных лазеров необходимо проводить детальное исследование конкретных схем с целью минимизации ширины спектра генерации при заданной энергии импульса излучения. Вместе с тем существуют методы использования внутривибраторных нелинейных сред для компенсации свипирования частоты либо на характерном пике импульса генерации (применяется нелинейный полупроводниковый элемент InAs [32]), либо в хвостовой части импульса (за счет использования эффекта кинетического охлаждения смеси $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ [33]).

4. Методика измерения свипирования частоты генерации

Оптимальным методом изучения динамики частоты генерации TEA CO_2 -лазера является оптическое гетеродинамирование, в котором используется излучение опорного непрерывного одночастотного CO_2 -лазера с последующим смешением с исследуемым сигналом на фотоприемнике HgCdTe. В структуру схемы обработки сигнала должен быть введен блок аналого-цифрового преобразования (АЦП).

Частота гетеродинного сигнала выбирается из альтернативных соображений в интервале 5–8 МГц. С одной стороны, для уменьшения ошибки измерения частоты гетеродинного сигнала на каждом его периоде необходимо сделать как можно больше отсчетов использованного нами АЦП с периодом дискретизации 25 нс, а с другой – частота определяется на временном интервале, равном периоду гетеродинного сигнала, и для адекватного измерения динамики частоты гетеродинного сигнала этот интервал должен быть как можно более коротким.

Зависимость частоты гетеродинного сигнала от времени может быть построена по следующей методике. Во избежание дополнительной ошибки, связанной с дрейфом нуля АЦП или какой-либо другой низкочастотной помехи, период колебаний определяется временем между двумя нулями (точки пересечения нуля АЦП), в которых сигнал переходит из положительных значений амплитуды в отрицательные или, наоборот, из отрицательных в положительные. Момент времени, к которому относится период колебания гетеродинного сигнала, вычисленный между двумя точками t_1 и t_2 , рассчитывается как $T_{12} = (t_1 + t_2)/2$.

Рассмотрим алгоритм расчета определения частоты гетеродинного сигнала (рис. 1). Пусть гетеродинный сигнал имеет вид $y(t) = A(t) \sin[\omega(t)t - \varphi]$; рассмотрим такие моменты t_1 и t_2 , что $y(t_1) < 0$, а $y(t_2) \geq 0$ (рис. 1), тогда

$$y(t_1) = A(t_1) \sin[\omega(t_1)t_1 - \varphi], \quad (7)$$

$$y(t_2) = A(t_2) \sin[\omega(t_2)t_2 - \varphi], \quad (8)$$

Будем считать что на протяжении времени $t_2 - t_1 = \Delta$ частота сигнала не меняется. Аналогично для второй пары точек τ_1 и τ_2 имеем

$$y(\tau_1) = A(\tau_1) \sin[\omega(\tau_1)\tau_1 - \varphi], \quad (9)$$

$$y(\tau_2) = A(\tau_2) \sin[\omega(\tau_2)\tau_2 - \varphi], \quad (10)$$

где $(t_1 - \tau_1) \approx T = 2\pi/\omega$.

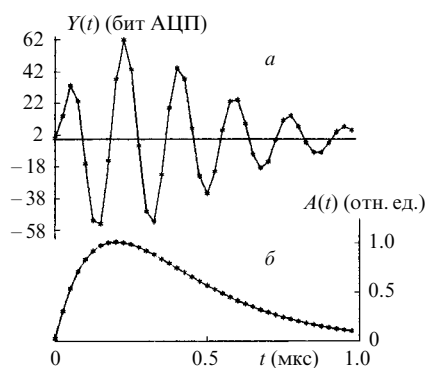


Рис. 1. Гетеродинный сигнал (а) и форма импульса (б) после цифровки.

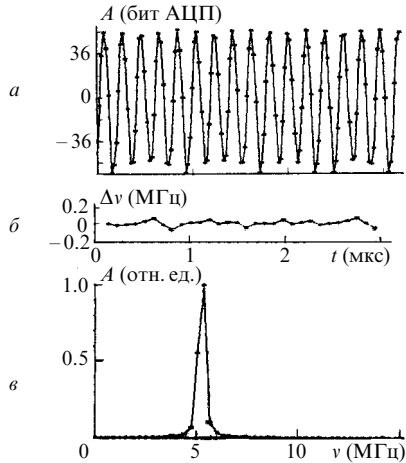


Рис. 2. Тестовый гармонический сигнал с частотой 5 МГц от генератора Г4-102 (а), результат измерения свипирования частоты этого сигнала (б) и его спектр (в).

Выберем время t_0 так, что

$$y(t_0) = 0 = A(t_0) \sin[\omega(t_0)t_0 - \varphi]. \quad (11)$$

Пусть $t_0 = t_1 + \delta$. Тогда

$$A(t_1 + \delta) \sin[\omega(t_1 + \delta)(t_1 + \delta) - \varphi] = 0, \quad (12)$$

причем $A(t_1 + \delta) \neq 0$.

Из равенства (12) и предположения о неизменности частоты генерации ω на временах порядка $\Delta = 25$ нс следует, что

$$\sin(\omega t_1 - \varphi) \cos(\delta) + \cos(\omega t_1 - \varphi) \sin(\delta) = 0. \quad (13)$$

Выражение для δ получится из решения (13):

$$\delta = -\frac{1}{\omega} \arctan \left[\frac{\sin(\omega t_1 - \varphi)}{\cos(\omega t_1 - \varphi)} \right].$$

Используя (7) и (8), получаем

$$y(t_2) = A(t_2) \sin(\omega t_1 + \omega \Delta - \varphi) = A(t_2) \sin(\omega t_1 - \varphi) \times \\ \cos(\omega \Delta) + A(t_2) \cos(\omega t_1 - \varphi) \sin(\omega \Delta),$$

тогда

$$\delta_t = -\frac{1}{\omega} \arctan \left[\frac{y(t_1)A(t_2) \sin(\omega \Delta)}{y(t_2)A(t_1) - y(t_1)A(t_2) \cos(\omega \Delta)} \right]. \quad (14)$$

Те же величины для второй пары точек имеют вид

$$\delta_\tau = -\frac{1}{\omega} \arctan \left[\frac{y(\tau_1)A(\tau_2) \sin(\omega \Delta)}{y(\tau_2)A(\tau_1) - y(\tau_1)A(\tau_2) \cos(\omega \Delta)} \right]. \quad (15)$$

Частоту гетеродинного сигнала определим выражением $\omega = 2\pi/[\tau_1 - t_1 + \delta_\tau - \delta_t]$; тогда

$$\omega(\tau_1 - t_1) + \arctan \left[\frac{y(t_1)A(t_2) \sin(\omega \Delta)}{y(t_2)A(t_1) - y(t_1)A(t_2) \cos(\omega \Delta)} \right] - \\ \arctan \left[\frac{y(\tau_1)A(\tau_2) \sin(\omega \Delta)}{y(\tau_2)A(\tau_1) - y(\tau_1)A(\tau_2) \cos(\omega \Delta)} \right] = 2\pi. \quad (16)$$

Из решения (16) следует значение ω . Стандартный метод линейной аппроксимации оказывается приблизительно в 2 раза менее точным в области оптимальной

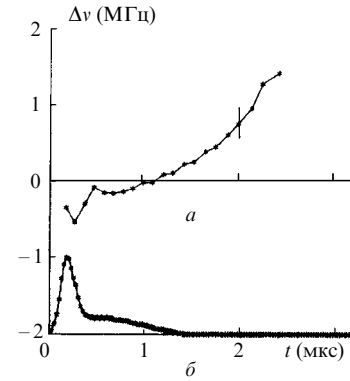


Рис. 3. Динамика изменения частоты генерации для смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1.5:2.5:6$ (а) и форма импульса генерации (б).

частоты ~ 5 МГц, чем метод, описанный выше, в котором при вычислении используется дополнительная информация об амплитуде гетеродинного сигнала.

Дополнительная программа с использованием метода быстрого преобразования Фурье обеспечивает расчет спектра гетеродинного сигнала. Оценка ширины спектра гетеродинного сигнала осуществляется методом «трех сигма», т. е. вычисление средних моментов спектра (средней частоты и дисперсии) проводится в интервале, равном утроенной дисперсии. Контрольные измерения частоты тестового синусоидального электрического сигнала от генератора Г4-102 приведены на рис. 2. Точность измерения совпадает с расчетной.

5. Схема одночастотного ТЕА CO_2 -лазера с инжекцией внешнего сигнала

Нами разработан и создан [29, 30] одночастотный ТЕА CO_2 -лазер с инжекцией внешнего сигнала. Экспериментальная установка состоит из ТЕА CO_2 -кюветы, помещенной в линейный резонатор длиной 5 м, образованный медным сферическим зеркалом с радиусом кривизны 18 м и плоской клиновидной пластиной из германия. В резонаторе имеется клиновидная пластина из NaCl для ввода инжектирующего излучения и вывода небольшой части излучения из резонатора для обеспечения работоспособности системы синхронизации.

Принцип действия системы синхронизации основан на регистрации момента совпадения частоты инжектирующего излучения с частотой собственной моды резонатора ТЕА CO_2 -лазера и поджиге в этот момент разряда в ТЕА секции. В эксперименте момент совпадения фиксировался пиковым детектором по максимуму интерференционной картины инжектирующего излучения на выходе из резонатора ТЕА CO_2 -лазера, при этом одно из зеркал резонатора колебалось по гармоническому закону с частотой 180 Гц.

С помощью гетеродинного метода, изложенного выше, был оптимизирован состав рабочей смеси в ТЕА CO_2 -лазере с целью минимизации ширины спектра при максимальной выходной энергии ~ 300 мДж, что удовлетворяет требованиям ВДЛ. На рис. 3 представлены результаты измерения частоты генерации ТЕА CO_2 -лазера за время импульса для оптимального состава смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1.5:2.5:6$.

Частота генерации на фронте характерного пика импульса уменьшается примерно на 0.6 МГц, а затем увеличивается до первоначального значения на спаде

пики вследствие влияния резонансной поляризуемости молекул CO_2 . Далее изменение частоты обусловлено в основном эффектом акустического расширения газа активной среды вследствие разогрева током разряда. Частота генерации в этом случае увеличивается по закону $\Delta\nu_d \approx \alpha_d t^2$ примерно на 1.5 МГц к концу импульса генерации ($t \approx 3$ мкс). Значение $\alpha_d \approx 0.15$ МГц/мкс², что находится в хорошем соответствии с формулами (4)–(6). Ширина спектра генерации для оптимальной смеси составляет ~ 0.6 МГц.

Из оценок, которые можно получить из (1), (2), следует, что ВДЛ на основе такого лазера позволяет проводить измерения скорости ветра с точностью $\sim 2-3$ м/с на расстояниях ~ 10 км в приземном слое атмосферы.

6. Ветровой доплеровский ТЕА CO_2 -лазер

Структурная схема лидара состоит из блока приемопередающей оптики, лазерного источника излучения, систем регистрации, обработки и отображения информации на основе адаптивных радиотехнических цепей, быстрого аналого-цифрового преобразователя и ЭВМ. Структурная схема доплеровского лидара приведена на рис. 4.

Параметры используемого в составе лидара одночастотного ТЕА CO_2 -лазера следующие: энергия генерации 300 мДж, длительность импульса генерации 2.5 мкс, ширина спектра генерации 0.4–0.6 МГц. Излучение ТЕА CO_2 -лазера через поворотное зеркало направлялось в атмосферу. Рассеянный назад атмосферным аэрозолем сигнал собирался телескопом диаметром 100 мм на фотоприемнике HgCdTe. На него же заводилось и излучение опорного непрерывного стабилизированного по частоте лазера [12, 34].

Соосность диаграммы направленности зондирующего излучения и поля зрения приемного телескопа достигалась путем сканирования в пространстве направления зондирующего излучения до достижения максимального сигнала от топографического отражателя. Использование такой схемы зондирования в отличие от моностатической схемы позволяет избежать мощной засветки фотоприемника паразитно-рассеянным излучением приемопередающего телескопа; при этом существенно упрощается оптическая юстировка схемы, а «мертвая» зона составляет 600 м.

Частота гетеродинного сигнала выбиралась, как уже отмечалось выше, в оптимальном интервале 5–6 МГц, гетеродинный сигнал усиливался малошумящим усилителем и оцифровывался быстрым АЦП с временем дискретизации 25 нс и буферной памятью 4 кбт семиразряд-

ных слов, а спектральный анализ гетеродинного сигнала проводился с помощью алгоритма БПФ и методом трех сигма определялась взвешенная средняя частота спектра рассеянного сигнала.

Для уменьшения ошибки измерения средней частоты из памяти АЦП выбиралось 160 отсчетов гетеродинного сигнала ($\tau_r = 4$ мкс). Затем 32 раза со сдвигом на один отсчет вычислялся спектр для 128 отсчетов (с 1-го по 128-й, со 2-го по 129-й, ..., с 32-го до 160-й) с помощью алгоритма БПФ. Полученные значения средневзвешенной частоты усреднялись, таким образом, измерительный объем равнялся 900 м: $\Delta L = c(\tau_r + \tau_p)/2$, где длительность импульса $\tau_p = 2$ мкс.

Спектр посылаемого в атмосферу лазерного излучения существенно отличается от спектра сигнала, рассеянного атмосферным аэрозолем и собранного на приемном телескопе, вследствие протяженности рассеивателя. Поэтому для определения взвешенной средней частоты спектра при нулевой скорости рассеивателя использовалась модель распространения и рассеивания импульса с реальными временными и частотными характеристиками в атмосфере. Разность средних частот реального и модельного спектров содержит информацию о средней скорости и направлении ветра.

Информация о реальных временных и частотных характеристиках зондирующего импульса получалась путем обработки гетеродинного сигнала в течение первых двух микросекунд. В это время гетеродинировалось паразитно-рассеянное на оптических элементах зондирующее излучение. Затем происходило переключение входа АЦП с сигнала, идущего прямо с фотоприемника, на сигнал с того же фотоприемника, дополнительно усиленный в соответствии с атмосферными условиями.

7. Модель спектра сигнала, рассеянного в атмосфере

В основе модели определения спектра рассеянного сигнала, аналогичной для непрерывного доплеровского лидара [20], лежат следующие предположения:

рассеяние происходит на идентичных частицах природного аэрозоля, движущихся со скоростью ветра в атмосфере, причем положения рассеивающих частиц произвольны и количество частиц в измерительном объеме велико;

турбулентность атмосферы оказывает влияние только на искажения волнового фронта рассеянного назад излучения;

затухание в атмосфере описывается законом Бугера.

Тогда можно записать выражение для спектра мощности в виде

$$S(\nu, L) \sim \int_0^L \frac{\exp(-2\sigma L)}{L^2 [1 + (\pi R^2 / \lambda L)^2 (L/F - 1)^2]} \times \frac{|\Phi_{t1}^2[P_0(t)]|^{1/2} \text{Re}\{\exp[i(\omega_1(t) - \omega_h + \omega_D)t]\}}{1 + (2R/r_c)^2} dL, \quad (17)$$

где ω_h – частота гетеродина; R – радиус приемной апертуры; F – фокусное расстояние телескопа; ω_D – частота Доплера; Φ_{t1}^2 – преобразование Фурье (зависит от времен t_1, t_2 и дальности L); t_1, t_2 – времена от начала генерации до начала и конца оцифровки сигнала

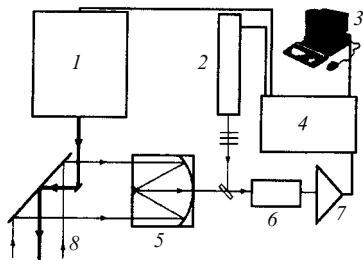


Рис. 4. Схема макета ВДЛ:

1 – одночастотный ТЕА CO_2 -лазер; 2 – непрерывный CO_2 -лазер; 3 – ЭВМ ДВК-2; 4 – КАМАК; 5 – телескоп; 6 – фотоприемник HgCdTe; 7 – усилитель; 8 – атмосфера.

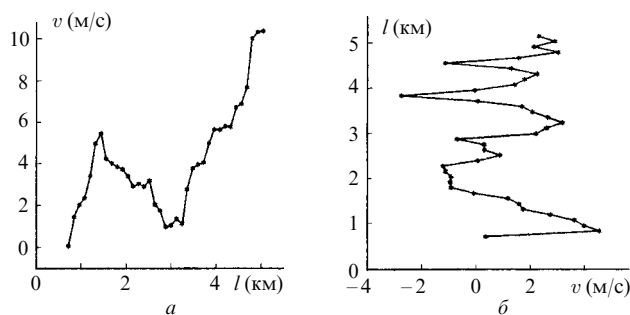


Рис. 5. Профиль скорости ветра на горизонтальной (а) и вертикальной (б) трассах.

соответственно; $P_0(t)$ — мощность зондирующего излучения, зависящая от времени; $\omega_l(t)$ — частота лазера; Δ — объем интегрирования, зависящий от t_1 и t_2 ; σ — коэффициент экстинкции; r_c — радиус когерентности рассеянного излучения, обусловленный турбулентностью атмосферы.

В модели, которая рассчитывалась на ЭВМ типа IBM PC/AT, учитывались экспериментальные зависимости $\omega_l(t)$ и $P_0(t)$, получаемые для каждого импульса зондирования. Необходимо отметить, что при зондировании на расстояниях более 1–2 км возникает проблема коррекции уменьшения сигнала по абсолютной величине за время регистрации гетеродинного сигнала из-за распространения и затухания импульсного излучения. Частично она решается за счет использования адаптивного усилителя с изменяющимся коэффициентом усиления. Причем увеличение усиления должно компенсировать уменьшение гетеродинного сигнала из-за его распространения в атмосфере. С целью компенсации ослабления сигнала на атмосферной трассе нами был разработан усилитель с изменяющимся коэффициентом усиления и синхронизацией времени включения нарастания усиления. Усиление изменялось от 1 до 100 в течение 20 мкс по закону, близкому к экспоненциальному, затем в течение следующих 20 мкс коэффициент увеличивался до 200 и оставался таким до конца времени зондирования (100 мкс).

8. Экспериментальные результаты измерения скорости ветра на атмосферной трассе

Проведенные эксперименты показали, что созданный ВДЛ позволяет определять скорость ветра при стандартных атмосферных условиях на расстояниях до 10 км с точностью 2–3 м/с. Примеры измерения проекции скорости ветра на направление зондирования на горизонтальной и вертикальной атмосферных трассах показаны на рис. 5.

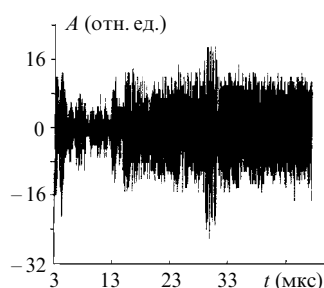


Рис. 6. Гетеродинный сигнал излучения лазера, рассеянного в атмосфере.

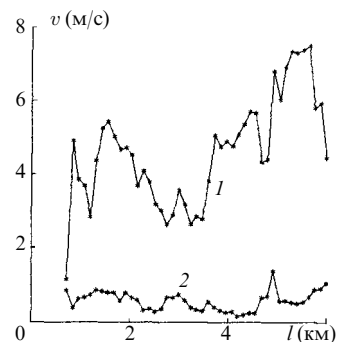


Рис. 7. Профили скорости ветра (1) и ее дисперсии (2) на горизонтальной трассе.

Результаты, приведенные на рис. 5,а, соответствуют следующим условиям: время 11–12 ч дня, температура 8.5 °С, давление 972.9 мбар, влажность 95%, видимость 10–15 км, направление ветра 337.5° (ССЗ), отношение сигнал-шум ~20. В случае рис. 5,б условия таковы: время 11–12 ч дня, температура 14.6 °С, давление 990.2 мбар, влажность 67%, видимость 25 км, направление ветра 202.5° (ЮЮЗ), отношение сигнал-шум ~10. Сопутствующие данные получены на метеостанции МГУ, расположенной вблизи источника зондирования. Характерная реализация гетеродинного сигнала лазерного излучения, рассеянного в атмосфере, показана на рис. 6.

Следует отметить, что кроме измерения скорости ветра по гетеродинному сигналу можно определять параметры и зоны атмосферной турбулентности [20]. На рис. 7 приведены в одних координатах профиль скорости ветра и дисперсия средней ширины спектра рассеянного сигнала. Видно, что при появлении областей с резким изменением величины и даже знака скорости ветра происходит значительное уширение спектра рассеянного сигнала. Таким образом, при решении задач оперативного обнаружения крупных неоднородностей в поле скоростей ветра нет необходимости следить за их профилем, достаточно контролировать ширину спектра рассеянного сигнала, что значительно проще.

Нам представляется перспективным сочетание в комплексе ветрового мониторинга непрерывного и импульсного доплеровских лидаров, одновременно функционирующих на одной трассе с разграничением работы по дальности. Непрерывный лидар измеряет скорость ветра на расстояниях до 1 км, а импульсный — с расстояния более 300 м (мертвая зона для нашего ВДЛ), что существенно для исследования ветровых потоков в приземном слое атмосферы. Информация о скорости ветра, полученная с помощью непрерывного и импульсного ВДЛ в диапазоне расстояний от 300 м до 1 км, может быть использована и для взаимной калибровки лидаров.

Таким образом, реализованный нами доплеровский CO₂-лидар может служить прототипом действующих стационарных и передвижных лидаров, с помощью которых можно проводить регулярные наблюдения за профилем скорости ветра на расстоянии до 13 км и оперативно контролировать крупные неоднородности в поле скоростей ветра в возмущенной атмосфере по уширению спектра регистрируемого гетеродинного сигнала.

Авторы благодарны профессору С.А. Ахманову, который был инициатором постановки работы и всесторонне ее поддерживал, а также Г.А. Погосову и Л.А. Косовскому за поддержку работы и полезное обсуждение.

1. Захаров В.М., Костко О.К., Хмелевцов С.С. *Лидары и исследование климата* (М.: Гидрометеониздат, 1990).
2. Филатов Г.А., Пуминова Г.С., Сильвестров П.В. *Безопасность полетов в возмущенной атмосфере* (М.: Транспорт, 1992).
3. Balin Yu.S., Rasenkov I.A., Rostov A.P. *Proc. of the 15th Intern. Laser Radar Conf.* (Tomsk, 1990, p.267–269).
4. Menzies R.T. *Appl. Optics*, **25**, 2546 (1986).
5. Bilbro J.M., DiMazio C., Fitzjarrald D., Johnson S. *Appl. Optics*, **25**, 3952 (1986).
6. Menzies R.T., Hardesty R.M. *Proc. IEEE*, **77**, 449 (1989).
7. Targ R., Kavaya M.J., Huffaker R.M., Bowley R.L. *Appl. Optics*, **30**, 2013 (1991).
8. Menzies R.T. *Proc. SPIE*, **1062**, 294 (1989).
9. Берсенев В.И., Гордиенко В.М., Курочкин Н.Н., Логутко А.Л., Приезжев А.В., Путивский Ю.Я., Савин В.И., Самородов Ю.Д. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **50**, 1225 (1986).
10. Kopp F., Bachstein F., Werner C. *Appl. Optics*, **23**, 2488 (1984).
11. Beranek R.G., Bilbro J.W., Fitzjarrald D., Jones W.D., Keller V.W., Perrine B.S. *Proc. SPIE*, **1062**, 234 (1989).
12. Gordienko V.M., Akhmanov S.A., Bersenev V.I., Kosovsky L.A., Kurochkin N.N., Pogosov G.A., Priezzhev A.V., Putivskii Yu.Ya. *Proc. SPIE*, **1416**, 102 (1991).
13. Баранов В.Ю., Козолупенко В.П., Межевов В.С., Сизов Ю.Е., Хахлев А.А. *Квантовая электроника*, **19**, 718 (1992).
14. Hawley J.G., Targ R. *Proc. SPIE*, **1633**, 63 (1992).
15. Korb C.L., Gentry B.M. *Proc. of the 15th Intern. Laser Radar Conf.* (Tomsk, 1990, p.265).
16. Kovar G., Larouche D., Piche M., Belander P.A. *Appl. Optics*, **24**, 3584 (1985).
17. Giuliani G., Palange E., Salvetti G. *Optics Letts*, **9**, 393 (1984).
18. Willetts D.V., Harris M.R. *J. Phys. D*, **15**, 51 (1982).
19. Lachambre J.L., Lavigne P., Otis G., Noel M. *IEEE J. QE*, **12**, 756 (1976).
20. Бызова Н.Л., Гордиенко В.М., Курочкин Н.Н., Ларичева Е.П., Мазурин Н.Ф., Приезжев А.В., Савин В.И. *Метеорология и гидрология*, № 3, 114 (1991).
21. Кудинов И.А., Платоненко В.Т., Проскурин С.Г., Путивский Ю.Я. *Квантовая электроника*, **16**, 2447 (1989).
22. Кудинов И.А., Платоненко В.Т., Путивский Ю.Я., Таранухин В.Д. *Тез. докл. 5-й Всес. конф. «Оптика лазеров»* (Л., 1987, с.63).
23. Willetts D.V., Harris M.R. *Appl. Phys. B*, **33**, 91 (1984).
24. Kar A.K., Tratt D.M., Hecknberg N.R., Harrison R.G. *IEEE J. QE*, **21**, 11 (1985).
25. *Газовые лазеры*. Под ред. И. Мак-Даниеля и У. Нигэна (М.: Мир, 1986, с.226).
26. Райзер Ю.П. *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987, с.138).
27. Кунцевич Б.Ф., Малюта Д.Д. *Квантовая электроника*, **14**, 328 (1987).
28. Козолупенко В.П., Кунцевич Б.Ф., Малюта Д.Д., Межевов В.С., Стрельцов А.П., Чураков В.В. *Квантовая электроника*, **16**, 511 (1989).
29. Гордиенко В.М., Путивский Ю.Я. *Квантовая электроника*, **18**, 316 (1991).
30. Гапотченко Н.И., Лиханский В.В., Напартович А.П. *Квантовая электроника*, **12**, 2065 (1985).
31. Гордиенко В.М., Ковалев В.И., Путивский Ю.Я. *Тез. докл. конф. «Оптика лазеров'93»* (С.-Пб., 1993, с. 124).
32. Gordienko V.M., Kovalev V.I., Kudinov I.A., Pogosov G.A., Kosovsky L.A., Platonenko V.T., Putivskii Yu.Ya. *Proc. SPIE*, **1633**, 306 (1992).
33. Гордиенко В.М., Путивский Ю.Я. *Тез. докл. 6-й Всесоюз. конф. «Оптика лазеров»* (Л., 1990, с.411).
34. Гордиенко В.М., Курочкин Н.Н., Приезжев А.В., Путивский Ю.Я. *Оптика атмосферы*, **4**, 1114 (1991).

V.M.Gordienko, Yu.Ya.Putivskii. Coherent Doppler TEA CO₂ lidar for measuring the wind velocity.

A coherent Doppler lidar based on a single-frequency injection-locked TEA CO₂ laser is described. To satisfy the requirements to the radiators of Doppler TEA CO₂ lidars, we optimized the composition of working gas mixture and the durations of pump current pulse in order to obtain a minimum bandwidth of generated radiation for a fixed output energy. Using a model describing real temporal and spectral parameters of the probing laser pulse, we measured the wind velocity profiles along horizontal and vertical paths up to 10 km long.